

航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-525

円錐ポートテイル・円錐フレヤーの圧力係数
抗力係数に対する気体の不完全性の影響

その1

野 溝 国 生

1983 年 12 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

円錐ポートテイル・円錐フレヤーの圧力係数 抗力係数に対する気体の不完全性の影響*

その1

野 溝 国 生**

Theoretical investigation of real gas effects on Flare and Boattails

Kunio Nomizo

ABSTRACT

In this report, the difference of the pressure coefficient and the drag coefficient between ideal gas and real gas was investigated on flare and boattails at supersonic speed.

For this purpose, the characteristics method was employed.

And the difference of the drag coefficient, and the pressure coefficient between ideal gas and real gas was investigated.

Also, the difference of the drag coefficient between real gas and the boundary layer was investigated.

It has been found that in some region of high density and low temperature, the drag coefficient of real gas is comparable to that of the boundary layer.

1. ま え が き

実際の航空機、及びロケットの大気中に於ける飛行状態を風洞内に於て再現するためには、大気中の Reynolds 数と同じ Reynolds 数で実験することが

必要である。

しかし通常の風洞に於て、通常の気温、通常の圧力で実験すると、大気中の Reynolds 数に合わせることは困難である。よって、Reynolds 数を構成している気体の密度項及び粘性項について、粘性が絶対温度の平方根に大体比例して増加することに着目し、密度と温度を調節することにより、Reynolds 数を大気中のそれに一致させ、大気中と大体に於て

* 昭和58年7月11日受付

** 宇宙研究グループ

同様の飛行状態を風洞内に於て再現させることが必要である。

風洞内に於て再現させることが必要である。

この様な理由からアメリカ、及びヨーロッパに於て低温風洞に対する考え方が提出された。

又供試ガスとしてNASAは低温窒素を好都合な供試ガスとして指摘している。本報告はすべて窒素を使用した場合のデータであるが、Beattie-Bridgemanの圧力式について、空気の場合と窒素の場合を比較しても、ほとんどちがわない。

本報告に於て問題とするのは、気体の不完全性の抗力係数に対する影響である。気体の温度、密度が通常大気圧の時は、気体の不完全性はほとんど問題とならないが、低温風洞に於ける温度、密度となると、気体の不完全性の影響が無視できなくなる。又ロケットに於て重要なポートテイル、及びフレヤーについて、超音速に於て、実在気体と理想気体との抗力係数、圧力係数に対する影響の相違を特性曲線法によって、論じたものは著者の知るかぎりではない。

本稿はこれらの点について解析すると共に境界層の影響との対比に於て気体の不完全性の影響を解析した。結果については考察に示したが、ふれ角が5°以上であり、絶対温度100°K以下、圧力5気圧以上の場合には特にフレヤーについては、境界層の影響と同じ程度の影響が出ることが判明した。

2. 記号

- C : 全エネルギー量
- c : 表1に於ける定数
- c_0 : 変換された音速
- C_D : 抗力係数(基準面積 π)
- ΔC_D : 完全気体と不完全気体の抗力係数の差
- ΔC_p : 完全気体と不完全気体の圧力係数の差
- C_p : 圧力係数
- C_v : 定積比熱
- e : 内部エネルギー
- h : エンタルピ
- k : 変換された比熱比
- M : 変換されたマッハ数
- P : 圧力N/m²

- R : ポートテイル, フレヤーの肩から円錐の中心線に向って計った長さ
- r : 半径方向座標(胴体半径 l)
- S : ポートテイル, フレヤー断面積
- s : エントロピー
- T : 絶対温度°K
- u : x 方向速度
- v : r 方向速度
- v_s : 比容積m³/kg
- V : $\sqrt{u^2+v^2}$
- x : ポートテイル, フレヤーの肩からの距離
- α : 変換されたマッハ角
- β : $\sqrt{M_\infty^2-1}$
- δ : ポートテイルの角度
- θ : 流体の流れの角度
- ρ : 密度kg/m³
- ϕ : ポテンシャル

添字

- B : ポートテイル端
- max : 最大
- ∞ : 自由流中
- id : 理想状態
- o : 完全気体

3. 基礎式 (1)

実在気体の圧力式はBeattie-Bridgemanによって次のように与えられる²⁾。

$$P = \rho RT \{ 1 - (c\rho/T^3) \} \{ 1 + B_0\rho(1-b\rho) \} - A_0\rho^2(1-a\rho) \quad (1)$$

A_0, B_0, a, b, c は表1に与えられる。

そしてこれらの定数は実在気体のふるまいを記述する経験的定数である。

又文献2)によれば

$$de = T ds - P dv_s \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$de = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{v_s} dT + \left[T \left(\frac{\partial S}{\partial v_s} \right)_T - P \right] dv_s \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_{v_s} = C_{v_s} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{v_s} \quad \dots\dots (4)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial v_s} \right)_T = \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{v_s} \quad \dots\dots\dots (5)$$

表1 Beattie-Bridgeman 状態方程式に於ける定数表

空素	空	気
R 296.813		287.11
A_0 173.6		157.2
B_0 1.8013×10^{-3}		1.5922×10^{-3}
a 9.342×10^{-4}		6.668×10^{-4}
b -2.467×10^{-4}		-3.802×10^{-4}
c 1499		1499

$$de = C_{vs} dT - [T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho - P] \frac{d\rho}{\rho^2} \dots(6)$$

よって

$$e = C_{vid} \cdot T - \int_0^\rho [T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho - P] \frac{d\rho}{\rho^2} \dots\dots (7)$$

id : は理想気体状態を表わす。

内部エネルギーは(1)が示されていれば ρ, T の関数として計算される。

$$h = e + P/\rho = e(P, T) + (1/\rho)P(\rho, T) \dots\dots (8)$$

(7)より $\int_0^\rho [T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho - P] \frac{d\rho}{\rho^2}$ の値を計算し補正項の具体的な形を定める必要がある。まず(1)式に於て P を T で微分すると、

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho = (1 + B_0 \rho(1 - b\rho)) (\rho R + 2c\rho^2 \cdot R \cdot T^{-3}) \dots\dots (9)$$

よって

$$T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho = T \cdot (1 + B_0 \rho(1 - b\rho)) (\rho R - 2 \cdot c \cdot \rho^2 \cdot R \cdot T^{-3}) = \rho RT \cdot (1 + B_0 \rho(1 - b\rho)) + (1 + B_0 \rho(1 - b\rho)) \cdot 2 \cdot c \cdot \rho^2 \cdot R \cdot T^{-2} \dots\dots (10)$$

よって(1)より

$$T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho - P = (1 + B_0 \rho(1 - b\rho)) \cdot 3 \cdot c \cdot \rho^2 \cdot R \cdot T^{-2} + A_0 \rho^2 (1 - a\rho) \dots\dots (11)$$

$$\int_0^\rho ((T \frac{\partial P}{\partial T})_\rho - P) \cdot \frac{1}{\rho^2} d\rho = \int_0^\rho (3 \cdot c \cdot R \cdot T^{-2} + A_0 + B_0 \cdot \rho \cdot 3 \cdot c \cdot R \cdot T^{-2} - A_0 \cdot a \rho + B_0 \rho^2 (-b) \cdot 3 \cdot c \cdot R \cdot T^{-2}) d\rho = -DC_{vreal} \cdot T (DC_{vreal} : \rho, T \text{ の関数}) \dots\dots (12)$$

とおく, (7), (8), (12)より

$$h = C_{vid} \cdot T + DC_{vreal} \cdot T + (1/\rho) \cdot P(\rho, T) \dots\dots (13)$$

DC_{vreal} が小さい程, 理想気体に近く, 大きい程理想気体からのへだたりが大きくなる。

又(1)式を

$$P = \rho RT (1 + DR) \text{ とおけば } (R : \text{定数}) \dots\dots (14)$$

$$DR = -(c\rho/T^3) + B_0 \rho(1 - b\rho) - (c\rho/T^3) \cdot B_0 \rho(1 - b\rho) - A_0 \rho^2 (1 - a\rho) / \rho RT \dots\dots (15)$$

となる。

(14)は流体が静止している時であるが, 流体が速度 V で動いている時は、

$$h + \frac{V^2}{2} = const = C \dots\dots (16)$$

(14)をつかってかきなおすと

$$C_{vid} \cdot T + DC_{vreal} \cdot T + (1/\rho) \cdot P(\rho, T) + \frac{V^2}{2} = C \dots\dots (17)$$

となる。

本報告はすべて理想気体からずれた場合をみついている。よって

(17)式を, 変換された比熱比 k との関係を示すために、

$$\frac{k}{k-1} \cdot \frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} = C \dots\dots (18)$$

とおけば, 次のような関係が成り立つ。

$$C_{vid} \cdot T + DC_{vreal} \cdot T + (1/\rho) \cdot P(\rho, T) = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{P}{\rho} \quad \text{よって}$$

$$C_{vid} \cdot T + DC_{vreal} \cdot T = \frac{1}{k-1} \cdot \frac{P}{\rho} \quad \dots (19)$$

(14), (15)より

$$(C_{vid} + DC_{vreal}) T = \frac{1}{k-1} RT(1 + DR)$$

$$\text{よって } k = 1 + \frac{R(1 + DR)}{C_{vid} + DC_{vreal}} \quad \dots\dots (20)$$

となる。これは、 ρ, T の関数である。

特性曲線を導くためにオイラーの式、及び質量保存則、エネルギー保存則の式を次に示す。

$$\frac{1}{u} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} \quad \dots\dots (21)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial r} \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} = -\epsilon \rho \cdot v/r \quad (\epsilon=0 \text{ 又は } 1) \quad \dots\dots (23)$$

$$\frac{k}{k-1} \cdot \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2} (u^2 + v^2) = C \quad \dots\dots (24)$$

(20), (22), (23), (24)より特性曲線を導く方法は一般に行われている方法と全く異なるところはない。ただ k が場所によって変る点が変わっているだけである。この補正計算も k を場所によって(1), (20)を参照して変えればよいことであって、何ら一般的な方法とは変わらない。しかし理想気体の場合と違い k は変数であるので、その分だけ補正項が入るが、このあつかいは回転流の場合と同様でよい。例えば(24)に於て P について解くと

$$P = \frac{k-1}{k} \cdot \rho \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right)$$

これを例えば x で微分すると

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k-1}{k} \right) \right) \rho \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right) + \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \cdot \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right) \right)$$

となり

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k-1}{k} \right) \right) \rho \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right)$$

は理想気体にはない項である。これらの補正項分だけ理想気体の特性曲線より異なる。なんとすれば(20)より $k = k_0 + \epsilon$ とおける。 k_0 : 完全気体の場合の比熱比, ϵ : 不完全気体効果によるもので k_0 に比して小さい。よって

$$\frac{k-1}{k} = \frac{k_0 + \epsilon - 1}{k_0 + \epsilon} = \frac{k_0 - 1}{k_0} + O(\epsilon)$$

$O(\epsilon)$ は ϵ の程度を表わし、例えば k_0 等、完全気体を仮定した場合の諸量に対して、小さい値であり、補正項としてあつかい得る。同様にして

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{k-1}{k} \right) \right) \rho \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right) + \frac{k-1}{k} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho \cdot \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right) \right)$$

となる。

$$\frac{\partial P}{\partial x} = DPX + \frac{k-1}{k} \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \cdot \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right) \right) \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$\frac{\partial P}{\partial r} = DPR + \frac{k-1}{k} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho \cdot \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right) \right) \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$DPX = \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k-1}{k} \right) \right) \rho \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right) \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$DPR = \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{k-1}{k} \right) \right) \rho \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right) \quad \dots\dots\dots (28)$$

これらの式を(20), (22)に代入し DPX, DPR 等は補正項としてあつかえば、特性曲線による式が得られる。

DPX について問題となるのは(27)より明らかな如く $\frac{k-1}{k}$ の項だけであり、 k は ρ, T の関数である。

計算は x 軸方向に進んでゆくわけであるが、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k-1}{k} \right) \text{ に於ける } k \text{ の値は図 2 (b) に示す如く、}$$

x_1 に於て k は k_1, x_2 に於て k は k_2 , これから求めようとする x_3 に於て、求めようとする k の値を k_3 とする。 x_1, x_2 に於ける k_1, k_2 は次のようになる。

$$k_1 = \frac{m'kc + n'ka}{m' + n'} \quad k_2 = \frac{mkb + nkb}{m + n}$$

m : bM の長さ n : CM の長さ
 m' : aM' の長さ n' : CM' の長さ
 ka : a 点の k の値 kb : b 点の k の値
 kc : c 点の k の値
 よって

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k-1}{k} \right) \text{は,}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k-1}{k} \right) = \frac{\frac{k_2-1}{k_2} - \frac{k_1-1}{k_1}}{x_2-x_1}$$

より求まる。つまり x_1 から x_2 までの位置で x_3 を評価した。

この値は x_2 に於ける値より x_2-x_1 の程度だけずれているが、メッシュがこまかければ問題はない。
 DPR についても同様である。

②より

$$C_0^2 = (k-1) \left(C - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right) \text{とおく}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{k-1}{k} u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{k-1}{k} v \frac{\partial v}{\partial x}$$

$$+ \frac{1}{k} \cdot \frac{C_0^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{1}{\rho} DPX \quad \dots\dots\dots \text{②}$$

よって②より

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{k-1}{k} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{1}{k} \cdot \frac{C_0^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{1}{\rho} DPX \quad \dots \text{③}$$

整理すると

$$\frac{C_0^2}{k\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = v(v_x - v_r) - \frac{1}{k} (u \cdot u_x + v \cdot v_x)$$

$$- \frac{1}{\rho} DPX$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = -\frac{\rho}{C_0^2} (u \cdot u_x + v \cdot v_x)$$

$$+ \frac{k\rho}{C_0^2} v(v_x - u_r) - \frac{k}{C_0^2} DPX \quad \dots\dots\dots \text{④}$$

$$\frac{k\rho}{C_0^2} v(v_x - u_r) = \rho A \text{とおく,}$$

これは回転部分である。同様にして②より

$$\frac{\partial \rho}{\partial r} = -\frac{\rho}{C_0^2} (u \cdot u_r + v \cdot v_r) + \frac{k\rho}{C_0^2} u(u_r - v_x)$$

$$- \frac{k}{C_0^2} DPR \quad \dots\dots\dots \text{⑤}$$

$\frac{k\rho}{C_0^2} \cdot u(u_r - v_x) = \rho B$ とおき、⑤を④に代入すると

$$\rho u_x + u \left(-\frac{\rho}{C_0^2} (u \cdot u_x + v \cdot v_x) - \frac{k DPX}{C_0^2} \right)$$

$$+ \rho \cdot v_r + v \left(\frac{\rho}{C_0^2} (u \cdot u_r + v \cdot v_r) - \frac{k DPR}{C_0^2} \right) = -\varepsilon \rho v / r \quad \dots\dots\dots \text{⑥}$$

以上の解析の場合、非回転流を問題としているのであるから $u_x = u_r$ つまり $A = B = 0$ として解析する。上式を整理すると

$$(C_0^2 - u^2) u_x - 2uv \cdot u_r + (C_0^2 - v^2) v_r$$

$$+ \varepsilon \frac{C_0^2 v}{r} \quad (\varepsilon = 0, \text{又は} 1)$$

$$- \frac{u \cdot k \cdot DPX}{\rho} - \frac{v \cdot k \cdot DPR}{\rho} = 0 \quad \dots\dots \text{⑦}$$

となる。

4. 基礎式 (2)

a) 特性曲線法

$$C_0^2 = C - \frac{k-1}{2} V^2 = C - \frac{k-1}{2} (u^2 + v^2),$$

であり

$$D_1(\rho, T) = -\frac{1}{C_0^2 \rho} (u \cdot k \cdot DPX + v \cdot k \cdot DPR)$$

とおけば、⑦式は ϕ を用いれば、次のように変形される。

$$\left(1 - \frac{u^2}{C_0^2} \right) \phi_{xx} - 2 \frac{uv}{C_0^2} \phi_{xr} + \left(1 - \frac{v^2}{C_0^2} \right) \phi_{rr}$$

$$+ \frac{\phi_r}{r} + D_1(\rho, T) = 0 \quad \dots\dots\dots \text{⑧}$$

⑧を変形すると、¹⁾

$$\left(\frac{dv}{du} \right)_{I, II} = \frac{-uv \pm C_0 \sqrt{u^2 + v^2 - C_0^2}}{C_0^2 - u^2}$$

$$- \frac{C_0^2 v}{C_0^2 - v^2} \frac{1}{r} \left(\frac{dr}{du} \right)_{I, II} + D_2(\rho, T) \dots \text{⑨}$$

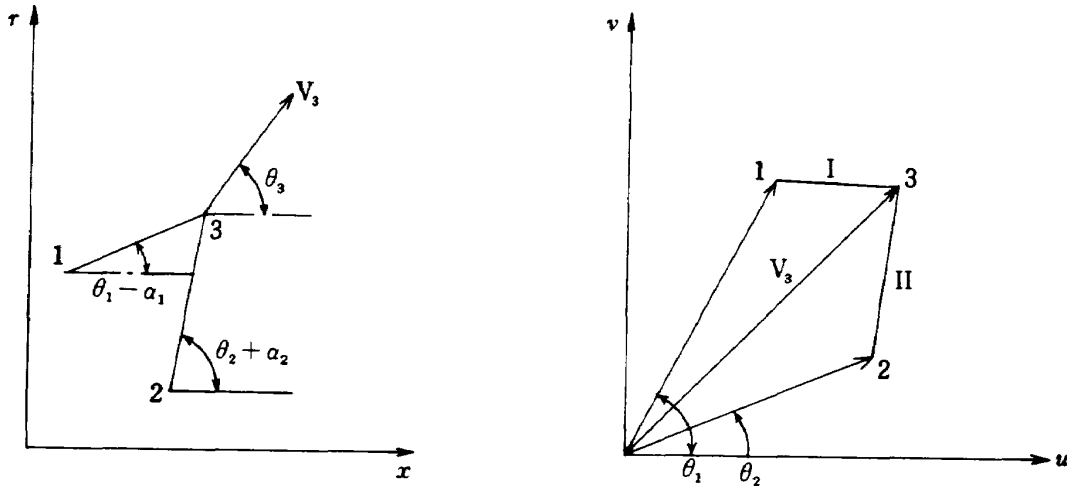


図1 特性曲線法による1つのステップ

となる。なお $D_2(\rho, T)$ は k の変動による補正項であり、次に示す。

$$D_2(\rho, T) = D_1(\rho, T) \left(-\frac{C_0^2}{C_0^2 - v^2} \right) \cdot$$

$$\left(\frac{dr}{du} \right)_{I, II} \quad (v = V \sin \theta) \quad \dots\dots\dots (39)$$

ここに於て上側の符号はI族，下側の符号はII族に対応する。これらの等式は速度成分と角度成分によって書き表わされるとなると便利である。すなわち

$$u = V \cos \theta ; \quad v = V \sin \theta \quad \dots\dots\dots (40)$$

そして $\sin \alpha = C_0/V^1$ ということに注意すると、

$$\left(\frac{dr}{dx} \right)_{I, II} = \tan(\theta \mp \alpha) \quad \dots\dots\dots (41)$$

$$\frac{1}{V} \left(\frac{dV}{d\theta} \right)_{I, II} = \mp \tan \alpha + \frac{\sin \alpha \cdot \tan \alpha \cdot \sin \theta}{\sin(\theta \mp \alpha)}$$

$$\frac{1}{r} \left(\frac{dr}{d\theta} \right)_{I, II} + D_3(\rho, T) \quad \dots\dots\dots (42)$$

となる。なお $D_3(\rho, T)$ は次のように与えられる。

$$D_3(\rho, T) = D_1(\rho, T) \cdot \left(\frac{\sin \alpha \cdot \tan \alpha \cdot \sin \theta}{\sin(\theta \mp \alpha)} \right)$$

$$\cdot \frac{1}{v} \left(\frac{dr}{d\theta} \right)_{I, II} \quad \dots\dots\dots (43)$$

b) 計算手順

まず(41)より (図1, 2参照)

$$r_3 - r_1 = (x_3 - x_1) \tan(\theta_1 - \alpha_1) \quad \dots (44)$$

$$r_3 - r_2 = (x_3 - x_2) \tan(\theta_2 + \alpha_2) \quad \dots (45)$$

$\theta_1, \theta_2, \alpha_1, \alpha_2$ はすべて知られているのであるから r_3 と x_3 はグラフ的にとくことが出来る。(40)に $d\theta \cdot \cot \alpha$ をかけると、次の形を得る。

$$\begin{aligned} & (d\theta)_{I, II} \pm (\cot \alpha / V) (dV)_{I, II} \\ & \mp \frac{\sin \theta \cdot \sin \alpha}{\sin(\theta \pm \alpha)} \frac{(dr)_{I, II}}{r} + D_4(\rho, T) = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (46)$$

なお $D_4(\rho, T)$ は k の変動による補正項であり、次に示す。(40), (43)を比較することにより

$$D_4(\rho, T) = \mp \cot \alpha \cdot D_3(\rho, T) \quad \dots\dots (47)$$

となる。又

$$Q \equiv (\cot \alpha) / V \quad \dots\dots\dots (48)$$

$$F \equiv (\sin \theta \cdot \sin \alpha) / \sin(\theta + \alpha) \quad \dots\dots\dots (49)$$

$$G \equiv (\sin \theta \cdot \sin \alpha) / \sin(\theta - \alpha) \quad \dots\dots\dots (50)$$

図1の1-3, 2-3に応用すると

$$\begin{aligned} & \theta_3 - \theta_1 + Q_1(V_3 - V_1) - (G_1/r_1)(r_3 - r_1) \\ & + D_5(\rho, T) = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (51)$$

$$\begin{aligned} & \theta_3 - \theta_2 - Q_2(V_3 - V_2) + (F_2/r_2)(r_3 - r_2) \\ & + D_6(\rho, T) = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (52)$$

なお $D_5(\rho, T)$ は(47)と(51)を比較することにより

$$D_5(\rho, T) = -\cot \alpha \cdot D_3(\rho, T) \quad \dots\dots (53)$$

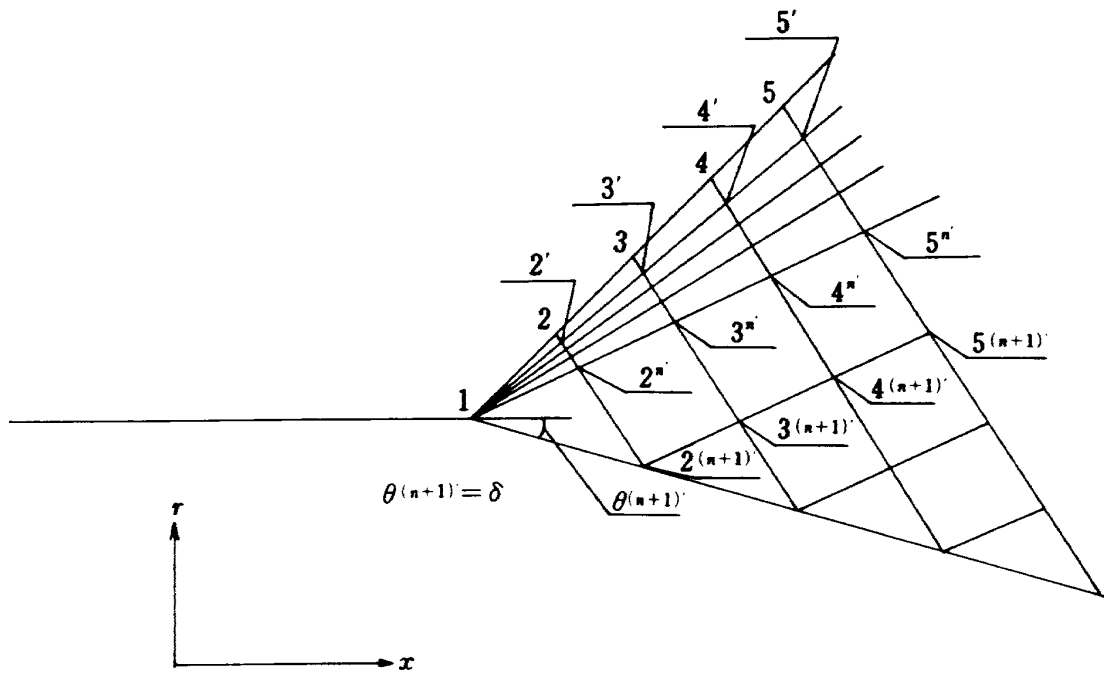


図2 a) ポータテイル上に於ける特性曲線のあみの目

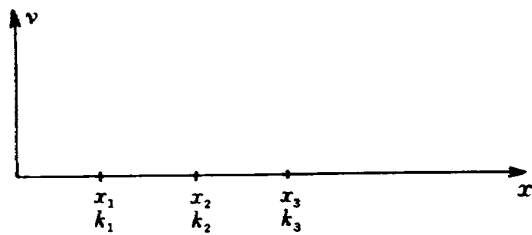


図2 b) kに関する座標

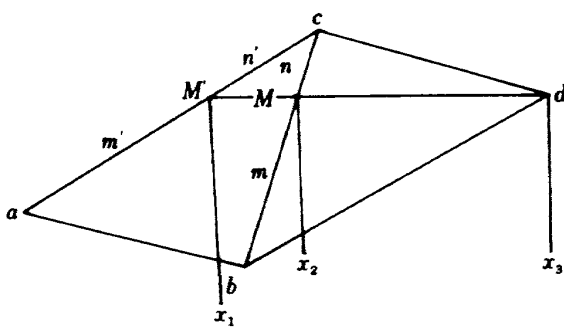


図2 c) 特性曲線法に於ける内そう法

$D_5(\rho, T)$ は(40)の上側の符号をとったものであるから、 $D_3(\rho, T)$ の中の $\sin(\theta \pm \alpha)$ の-の符号をとる。同様にして

$$D_6(\rho, T) = \cot \alpha \cdot D_3(\rho, T) \dots\dots\dots 54$$

(43)の中の $\sin(\theta \pm \alpha)$ の中の+をとる。

1, 2に於てすべての状態が与えられており、 r_3

がすでに求められているので、この2つの等式は、同時に θ_3, V_3 について解かれ得る。

このようにして第一段階の近似が完成する。この近似は1-2, 2-3の平均的状态を計算することによって改良される。第一近似によって、 r_3, x_3, V_3, θ_3 が求められているので、(49)式に於て θ_1 のかわりに $\bar{\theta}_{1-3} = (\theta_1 + \theta_3)/2$, $\bar{\alpha}_{1-3} = (\alpha_1 + \alpha_3)/2$, このようにして、 Q_{1-3} と \bar{G}_{1-3}/r_{1-3} を計算して使用することにする。このような過程を、2, 3回くりかえすことにより良好な近似が得られる。本報告に於てはすべて3回くりかえしが行われた。

なお V_3 は

$$V_3 = (\theta_1 - \theta_2 + Q_1 V_1 + Q_2 V_2 + G_1/r_1 (r_3 - r_1) + (F_2/r_2)(r_3 - r_1)) / (Q_1 + Q_2) + D_7(\rho, T) \dots\dots\dots 55$$

又 $D_7(\rho, T)$ は次のように与えられる。

$$D_7(\rho, T) = (-D_5(\rho, T) + D_6(\rho, T)) / (Q_1 + Q_2) \dots\dots\dots 56$$

又圧力係数及び抗力係数の定義は次の如く行う。本報は比熱比としてはすべて変換された比熱比 k

(20)を参照)を用いているので、それを用いて圧力係数の定義を行う。まず自由流中に於ける k の値を k_∞ とする。そして一般に状態が変わると k の値が変わるわけであるが、それを変らないと仮定した場合の圧力係数は C_{p0} 、変るとした場合の圧力係数を C_p として、両者の圧力係数の差を求めるものとする。状態変化をうけていない流れの速度を V_∞ 、同様に密度 P_∞ 、圧力を P_∞ とすると、状態変化を受けて k が変化しない場合の圧力係数 C_{p0} は、

$$C_{p0} = (P_\infty - P) / \frac{1}{2} P_\infty V_\infty^2 \quad \dots\dots\dots (57)$$

$$P_\infty = \frac{P_\infty}{k_\infty} \left(C - \frac{1}{2} (k_\infty - 1) V_\infty^2 \right)$$

$$P = \frac{\rho}{k} \left(C - \frac{1}{2} (k - 1) V^2 \right)$$

次に状態変化を受けて k が変化した場合は

$$C_p = (P_\infty - P) / \frac{1}{2} P_\infty V_\infty^2 \quad \dots\dots\dots (58)$$

$$P_\infty = \frac{P_\infty}{k_\infty} \left(C - \frac{1}{2} (k_\infty - 1) V_\infty^2 \right)$$

$$P = \frac{\rho}{k} \left(C - \frac{1}{2} (k - 1) V^2 \right)$$

として与えられる。よって C_p と C_{p0} の差は

$$\Delta C_p = C_p - C_{p0} \quad \dots\dots\dots (59)$$

$$\text{又、} \Delta C_D = \left(\int_0^{\pi/2} 2\pi r \tan \delta \cdot \Delta C_p dx \right) / \pi \quad \dots\dots\dots (60)$$

である。

以上(55)~(60)は特性曲線的な変形であるが、理想気体に於ける特性曲線は種々の文献に詳述されているが、不完全気体の特性曲線的解析は著者の知るかぎりではない。又圧力、抗力係数も、完全気体、不完全気体の差を前述の形に於て求めた結果は著者の知るかぎりではない。又 ΔC_D は考察のところでも述べる如く常に正の値をとる。

c) 初期条件の与え方(その1)

初期条件はポートテイルの肩のところをさしており、この部分の初期条件はプラントール・メヤー流によって与えられる。¹⁾

図2について具体的に計算方法について説明すると1点はプラントール・メヤー流によって与えられる。よって1,2点から2'点の状態をb)の計算手順のところで述べた方法によって計算し、2'点と3点から3'点の状態を計算する。このようにして次々と次の状態が計算される。2ⁿ'3ⁿ'……のラインが計算された後、1,2ⁿ'から2^{(n+1)'}の状態を計算するわけであるが、これは今迄とやゝ異り(5)に於て θ_3 を $\theta^{(n+1)'}$ とし(4)に於て $x_3 = r_3 \cot \{ \theta^{(n+1)' } \}$ として r_3 の値を求め(5)に於て V_3 の値を求める。3^{(n+1)'}を求める方法は前述の計算手順の中で述べた方法である。

以上ポートテイルの場合について示したが、フレヤーの場合も同様である。

d) 初期条件の与え方(その2)

速度、圧力、密度間にはつぎの式が成立する。

$$V_1^2 = V_{n1}^2 + V_{t1}^2 = M_{1k1}^2 \frac{P_1}{\rho_1} = M_{01}^2 \cdot C_{01}^2$$

M_{01} マッハ数 …… (61)

$$V_2^2 = V_{n2}^2 + V_{t2}^2 = M_{2k2}^2 \frac{P_2}{\rho_2} = M_{02}^2 \cdot C_{02}^2$$

M_{02} マッハ数 …… (62)

(1: 衝撃波前面, 2: 衝撃波後)

k_1, k_2 は変換された比熱比で、真の比熱比ではない。又 M_1, M_2 にしても変換されたマッハ数で真のマッハ数ではない。その変換の方法も、文献2に示されているとおりの方法でまず音速(C_{01})を求め、 M_{01} を指定する。 M_{02} についても同様である。

又、図3より明らかな如く

$$V_{n1} = V_1 \sin \epsilon \quad V_{n2} = V_2 \sin \beta \quad \dots\dots (63)$$

$$V_{t1} = V_1 \cos \epsilon \quad V_{t2} = V_2 \cos \beta \quad \dots\dots (64)$$

連続の式より、斜め衝撃波を横切る流量は、

$$\rho_1 V_{n1} = \rho_2 V_{n2} \quad \dots\dots\dots (65)$$

斜め衝撃波に直角、および接線方向の運動量変化式は、

$$P_1 + \rho_1 V_{n1}^2 = P_2 + \rho_2 V_{n2}^2 \quad \dots\dots\dots (66)$$

$$\rho_1 V_{n1} V_{t1} = \rho_2 V_{n2} V_{t2} \quad \dots\dots\dots (67)$$

斜め衝撃波前後の全エネルギーは等しい。

$$\frac{k_1}{k_1-1} \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} V_1^2 = \frac{k_2}{k_2-1} \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} V_2^2 = C \quad \dots\dots\dots (68)$$

65と66, 67より

$$V_{t1} = V_{t2} \\ V_2/V_1 = \cos(\epsilon)/\cos(\beta) \quad \dots\dots\dots (70)$$

68は上式より

$$\frac{2k_1}{k_1-1} \frac{P_1}{\rho_1} + V_{n1}^2 = \frac{2k_2}{k_2-1} \frac{P_2}{\rho_2} + V_{n2}^2 \quad \dots\dots\dots (71)$$

ただし,

$$P_1^2 V_{n1}^2 = P_1^2 V_1^2 \sin^2 \epsilon = \rho_1 M_1^2 k_1 P_1 \sin^2 \epsilon \quad \dots\dots\dots (72)$$

式69は

$$\rho_1 \cdot P_1 \cdot M_1^2 \cdot k_1 \sin^2 \epsilon = \rho_2 \cdot P_2 \cdot M_2^2 \cdot k_2 \sin^2 \beta \quad \dots\dots\dots (73)$$

66は,

$$P_1 + M_1^2 \cdot k_1 P_1 \sin^2 \epsilon = P_2 + M_2^2 k_2 P_2 \sin^2 \beta \quad \dots\dots\dots (74)$$

70は,

$$\frac{P_1}{\rho_1} k_1 \left(\frac{2}{k_1-1} + M_1^2 \sin^2 \epsilon \right) = \frac{P_2}{\rho_2} k_2 \left(\frac{2}{k_2-1} + M_2^2 \sin^2 \beta \right) \quad \dots\dots\dots (75)$$

73, 74, 75から, ρ_1, ρ_2, P_1, P_2 を消去すればよい。まず68より

$$P_1/P_2 = (1 + k_2 \cdot M_2^2 \sin^2 \beta) / (1 + k_1 \cdot M_1^2 \sin^2 \epsilon) = C_1 \quad \dots\dots\dots (76) \\ (C_1 : \text{定数})$$

この関係を75に代入する

$$\frac{1 + k_2 M_2^2 \sin^2 \beta}{1 + k_1 M_1^2 \sin^2 \epsilon} M_1^2 k_1 \sin^2 \epsilon = \frac{\rho_2}{\rho_1} M_2^2 \cdot k_2 \sin^2 \beta \quad \dots\dots\dots (77)$$

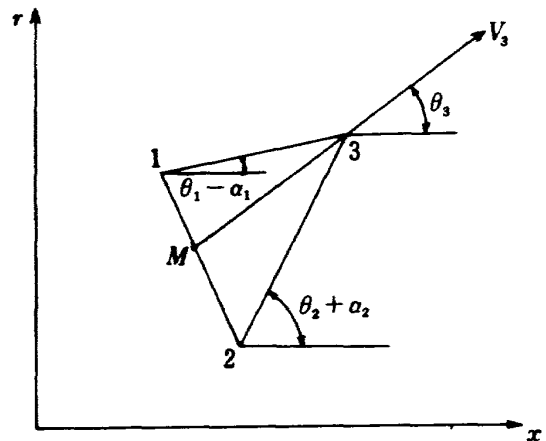
$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1 + k_2 M_2^2 \sin^2 \beta}{1 + k_1 M_1^2 \sin^2 \epsilon} \cdot \frac{M_1^2 k_1 \sin^2 \epsilon}{M_2^2 k_2 \sin^2 \beta} = C_2 \quad \dots\dots\dots (78)$$

(C_2 : 定数)

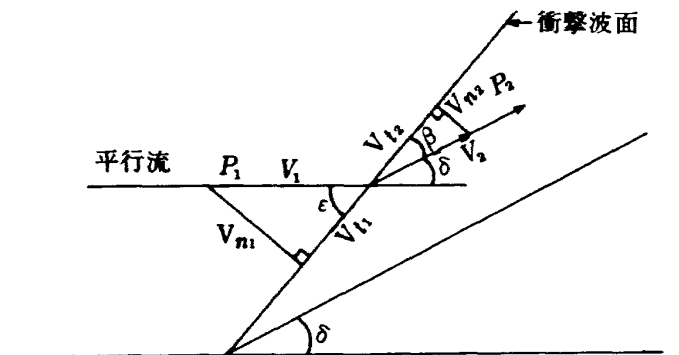
76, 78の式を77に代入すると

$$C_1 \cdot k_1 \left(\frac{2}{k_1-1} + M_1^2 \sin^2 \epsilon \right) = \frac{1}{C_2} k_2 \left(\frac{2}{k_2-1} + M_2^2 \sin^2 \beta \right) \quad \dots\dots\dots (79)$$

これによって P_1, P_2, ρ_1, ρ_2 は消去された。
 $\beta = \epsilon - \delta$ であり, δ は定まっているので, くりかえしの方法で ϵ は定まる。



(1) 特性曲線の場合



- V_1 : 平行流の流速
- V_2 : 衝撃波後の流速
- V_{n1} : 平行流の衝撃波に垂直方向の流速
- V_{n2} : 衝撃波後の衝撃波に垂直方向の流速
- V_{t1} : 平行流の衝撃波に平行な方向の流速
- V_{t2} : 衝撃波後の流れの衝撃波に平行な方向の流速

(2) 斜衝撃波の場合

図3 特性曲線による補正の法

なお、 k_1, k_2 は ρ と T の関数である。よって f の関数として

$$k_1 = f_1(\rho_1, T_1)$$

$$k_2 = f_2(\rho_2, T_2) \text{ とかける。}$$

1. 斜衝撃波前面, 2. 斜衝撃波後面

P_2, T_2 は最初にはわからないが、これは最初、 $k_1 = k_2$ を仮定し、計算した値を用いる。この値は当然真の値とは異なるが、その差はわずかである。

つまり

$$k_2 = k_0 + \Delta k_2(\rho_2, T_2)$$

(k_0 : 完全気体時の比熱比)

とした場合、 $k_1 = k_2$ を仮定した時は k_2 の値は

$$k_{20} = k_0 + \Delta k_2(\rho_{20}, T_{20})$$

(ρ_{20}, T_{20} : $k_1 = k_2$ 時)

となるが、

$\Delta k_2(\rho_2, T_2)$ と $\Delta k_2(\rho_{20}, T_{20})$ の値は共に、 k_0 に比して1次の微少量の小さな値である。この報告は一次の微少量のみを問題としている。このようにして計算される ρ_{20}, T_{20} の真の値 ρ_2, T_2 との差は1次の微少量である。又 $\Delta k_2(\rho_2, T_2)$ は1次の微少量であり、 $\Delta k_2(\rho_{20}, T_{20})$ との差は2次の微少量となり省略出来る。

以上の操作により、 k_1, k_2 は求まる。

e) 摩擦抵抗係数

これまで、種々の P_r, T_0, T_1 等についての実験結果が整理されているが、ヤング³⁾ (Young, A.D.) は、これらをまとめるとつぎの式できわめてよく近似されることを示した。

$$Cf \sqrt{Re_x} = 1328 \left(1 + 0.55 \left(\frac{T_0}{T_1} - 1 \right) + 0.09 (k-1) M_1^2 \sqrt{Pr} \right)^{-1/18} \dots\dots\dots (8)$$

ただし Cf は枝の前縁から x までの平均摩擦抵抗係数 (τ_0 を表面摩擦応力とするとき

$$Cf = \left(\int_0^x \tau_0 dx \right) / \left(\frac{1}{2} \rho_1 u_1^2 \cdot x \right) \text{ である}$$

また $Re_x = u_1 x / \nu_1, T_0 =$ 表面絶対温度、添字1はすべて層外状態に対応する。表面熱伝達のない場合には

$$T_0/T_1 = 1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \text{ を用いる。}$$

今は、表面熱伝達のない場合にかぎって計算を行う。 $k=1.4, Pr=0.7$ とすれば $Cf \sqrt{Re_x}$ は次のようになる。

$$Cf \sqrt{Re_x} = 1328 \left(1 + 0.55 \times 0.2 \times M_1^2 + 0.09 \times 0.4 \times \sqrt{0.7} \times M_1^2 \right)^{-1/18} = 1328 \times \left(1 + 0.14 \times M_1^2 \right)^{-1/18} \dots\dots\dots (8)$$

となってマッハ数の影響はほとんどない。

よって程度だけを問題とする議論に於ては、 $(1 + 0.14 \cdot M_1^2)^{-1/18}$ を1とおいてもよい。

よって(7)より

$$Cf \approx 1328 / \sqrt{Re} \dots\dots\dots (8)$$

と一般の境界層と同じ形に近似して解析を行う。¹⁾

しかし、フレアー及びボートテイルに於て(8)の値を使うには次のように変形して使う必要がある。

$$\Delta CD = \int_0^{\delta} 2\pi r \cdot \tan \delta \cdot Cf \cdot dx / \pi \dots\dots\dots (8)$$

これを仮に ΔCDB とする

又境界層の影響による抗力係数 ΔCDB と、不完全気体の影響による抗力係数 ΔCD_{real} の影響の和は

$$\Delta CDB + \Delta CD_{real} \dots\dots\dots (8)$$

として与えられる。なお ΔCDB は、マッハ数、密度の如何に関せず(8)で与えられる。

考 察

まずボートテイルの場合について考える。計算は供試ガスとして窒素を仮定して行った。

図4から図11までは k が一定の場合と変化した場合との圧力係数の差を示したものである。マッハ数の範囲は主として低マッハ数をとってあるが、これは文献2)の超音速の範囲内に入っているものを選んだ。なぜならば高マッハ数では大気のきわめて小さいところを飛ぶ場合が多く、本報告の場合には適当でないからである。まずマッハ数のちがいにともなく ΔC_p は、マッハ1.3と1.5の場合を比較すると、同じ温度、同じ圧力の場合、1.3の場合の方がその差は大きい。その原因はマッハ数の大きい方がボートテイルの後方の気体の密度が小となり、気体の不完全性の影響が小となるためである。

次に同じマッハ数、同じ温度の場合について密度

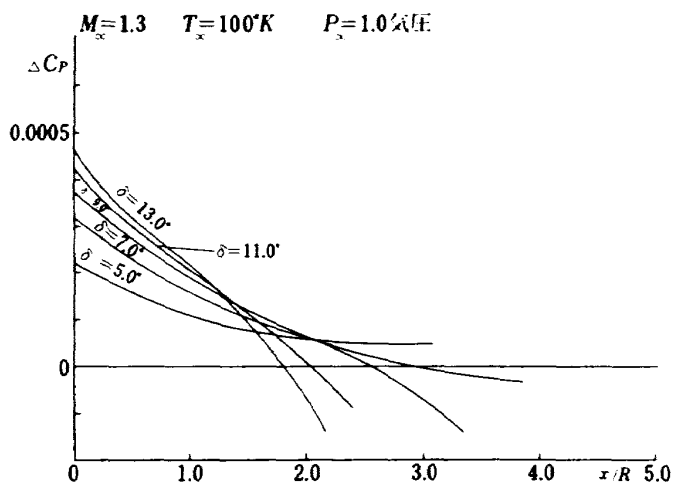


図4 $M_\infty = 1.3$ $T_\infty = 100^\circ K$ 1気圧ポットテイル上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

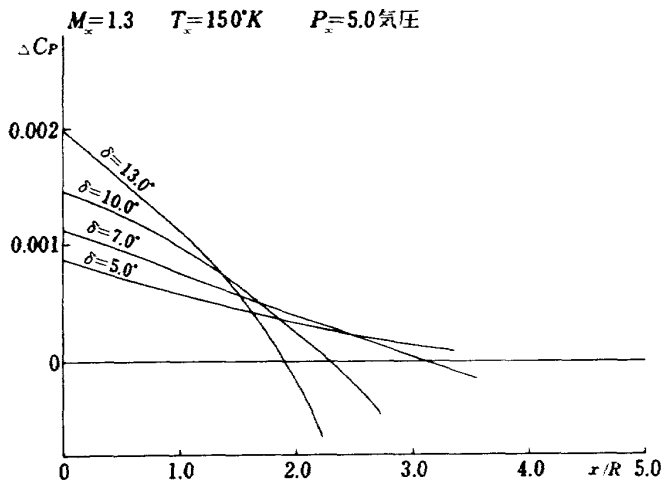


図7 $M_\infty = 1.3$ $T_\infty = 150^\circ K$ 5気圧ポットテイル上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

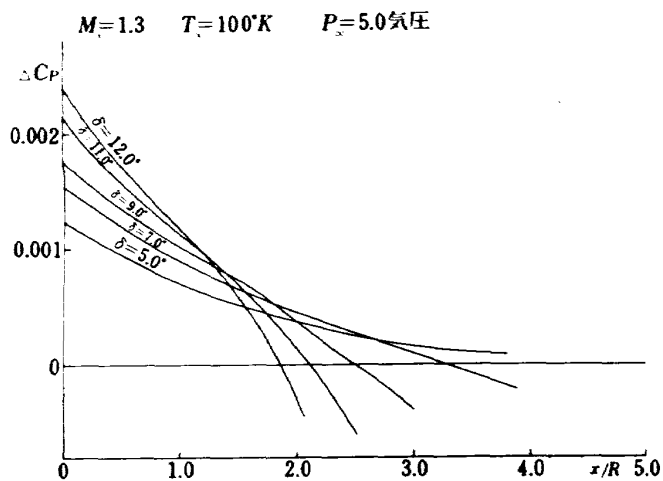


図5 $M_\infty = 1.3$ $T_\infty = 100^\circ K$ 5気圧ポットテイル上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

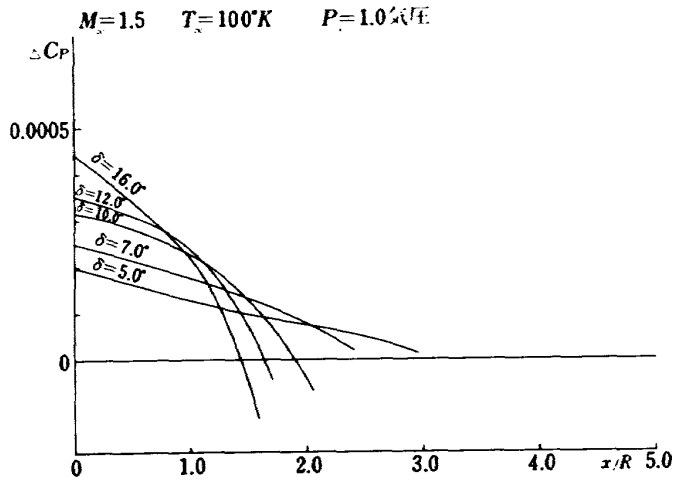


図8 $M_\infty = 1.5$ $T_\infty = 100^\circ K$ 1気圧ポットテイル上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

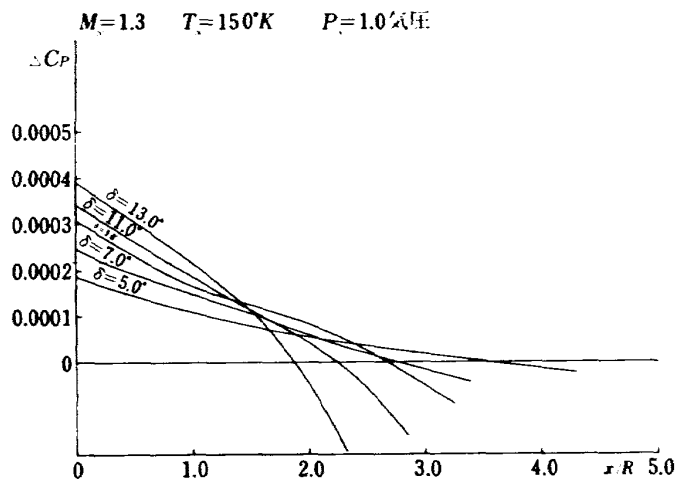


図6 $M_\infty = 1.3$ $T_\infty = 150^\circ K$ 1気圧ポットテイル上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

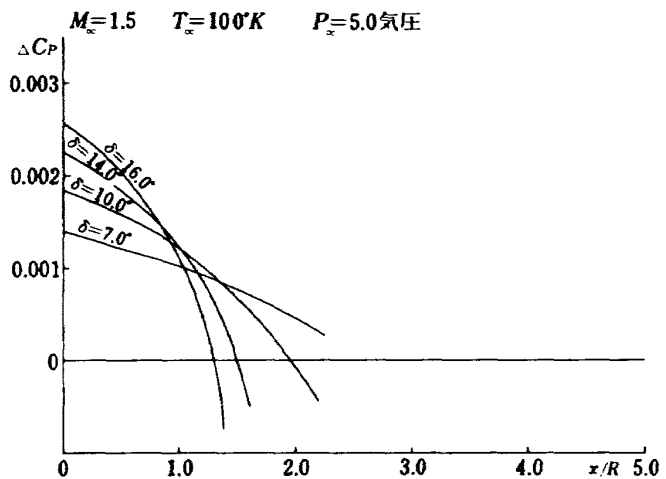


図9 $M_\infty = 1.5$ $T_\infty = 100^\circ K$ 5気圧ポットテイル上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

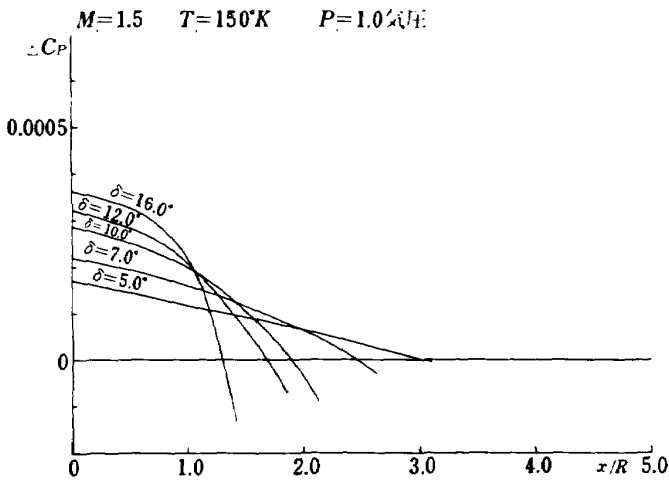


図10 $M_{\infty}=1.5$ $T_{\infty}=150^{\circ}K$ 1気圧ポートテイル上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

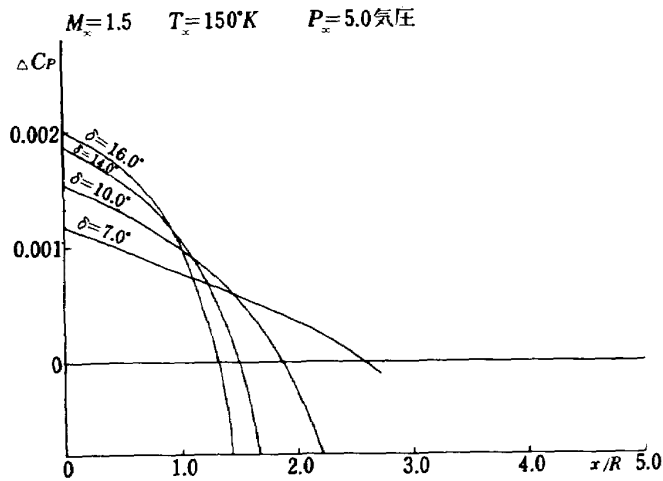


図11 $M_{\infty}=1.5$ $T_{\infty}=150^{\circ}K$ 5気圧ポートテイル上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

を変えた場合を考察すると、その影響はほとんど密度と比例する程度表われる。

次に同じマッハ数、同じ密度について、その温度を変えた場合を考察すると、温度の減少はその絶対値の比の減少よりはるかに大きな ΔC_p の増大をもたらす。

次にフレヤーの場合について考察すると、まずマッハ数のちがいにともなく ΔC_p は、マッハ1.3とマッハ1.5の場合を比較すると、同じ温度、同じ圧力の場合、1.3の場合の方が x/R の小なる範囲に於てはその差は大きい。しかし下流にゆくにしたがってその差はポートテイルの場合に比して急速に小となる。

次に同じマッハ数、同じ温度の場合について密度を変えた場合を考察すると、ポートテイルの場合と同様、その影響はほとんど密度と比例する程度表われる。

次に同じマッハ数、同じ温度の場合について、温度を変えた場合について考察すると、ポートテイルの場合と同様、温度の減少は、その絶対値の比の減少よりはるかに大きな ΔC_p の絶対値の増大をもたらす。

次にポートテイルとフレヤーを比較すると、ポートテイルの方が ΔC_p はフレヤーより小さい。そしてこの傾向は δ が大きくなるにしたがって大となる。

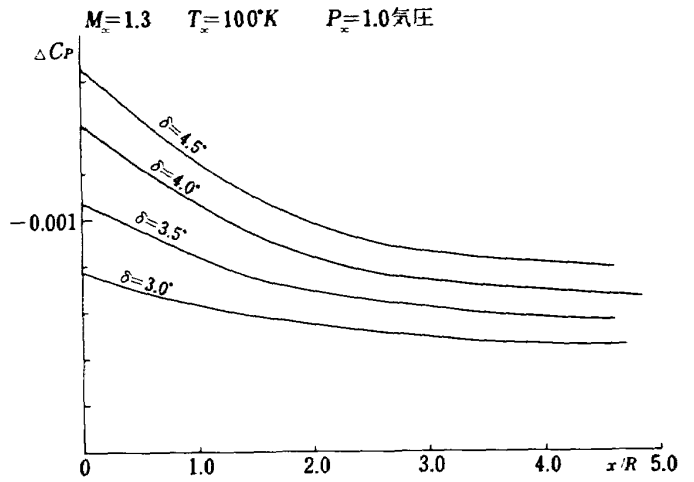


図12 $M_{\infty}=1.3$ $T_{\infty}=100^{\circ}K$ 1気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

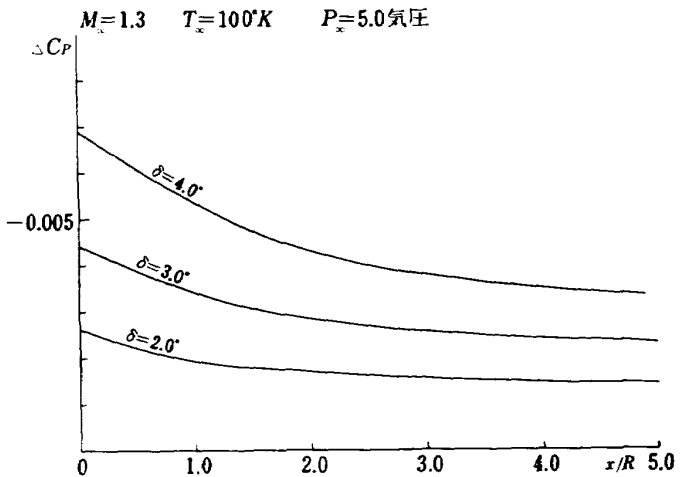


図13 $M_{\infty}=1.3$ $T_{\infty}=100^{\circ}K$ $P_{\infty}=5$ 気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

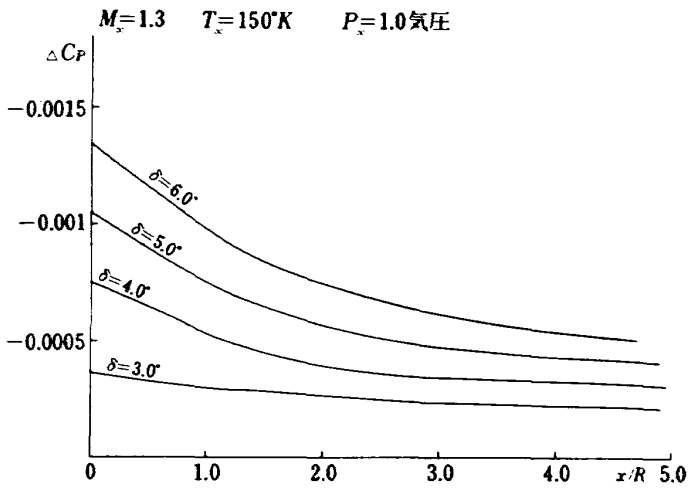


図14 $M_\infty = 1.3$ $T_\infty = 150^\circ K$ 1気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

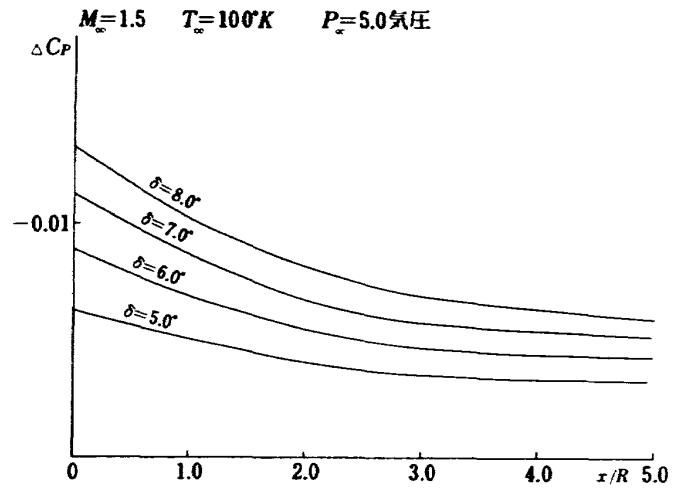


図17 $M_\infty = 1.5$ $T_\infty = 100^\circ K$ $P = 5$ 気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

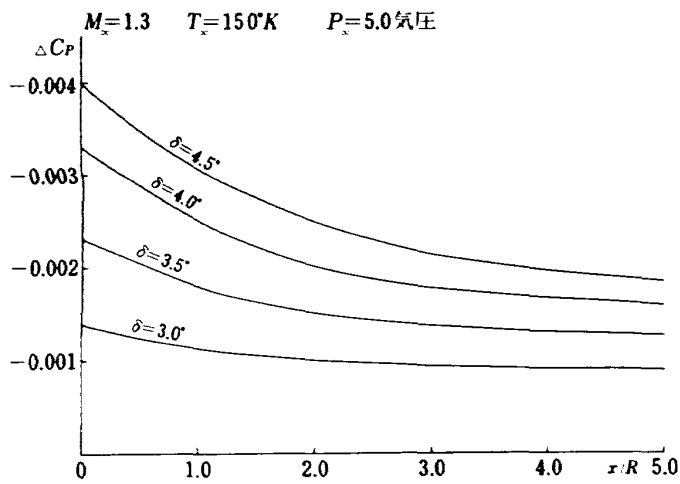


図15 $M_\infty = 1.3$ $T_\infty = 150^\circ K$ 5気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

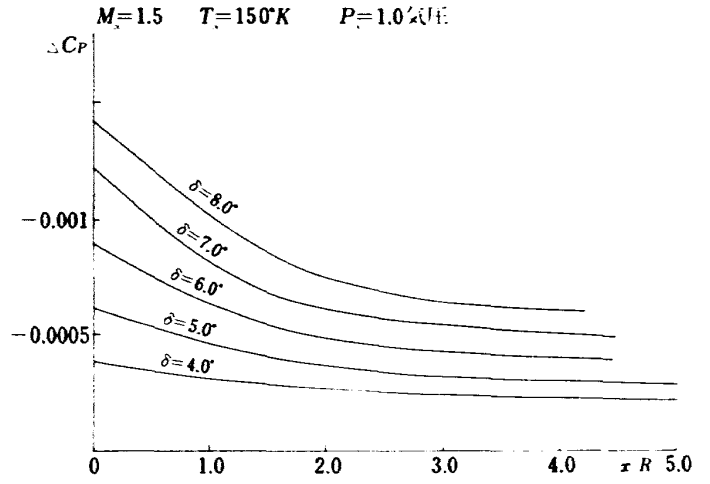


図18 $M_\infty = 1.5$ $T_\infty = 150^\circ K$ 1気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

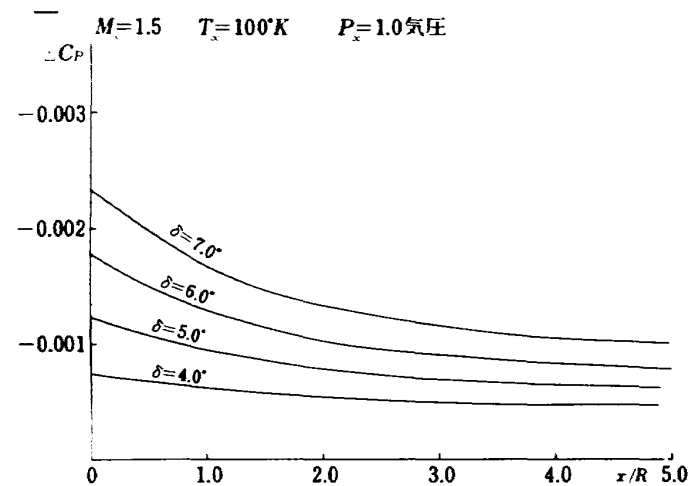


図16 $M_\infty = 1.5$ $T_\infty = 100^\circ K$ $P_\infty = 1$ 気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

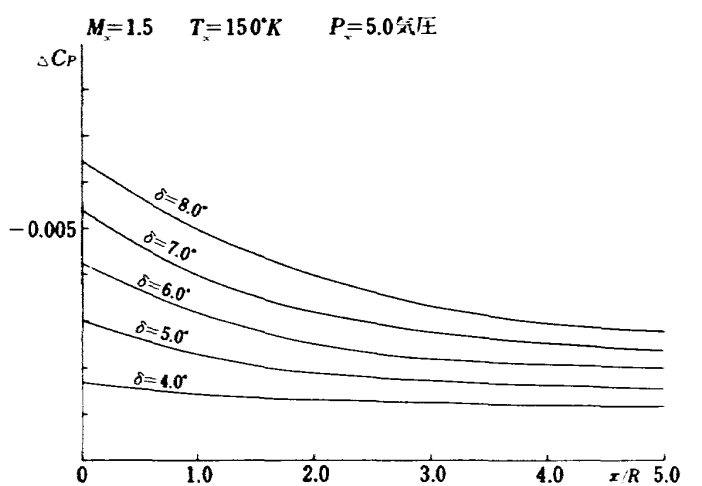


図19 $M_\infty = 1.5$ $T_\infty = 150^\circ K$ 5気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の圧力係数の差

次に抗力係数の完全気体と不完全気体との差を考察する。これは ΔC_p の積分にすぎないので前述の ΔC_p についてあてはまる傾向はそのままあてはまる。

しかしポートテイルの場合には x/R の値が増大するに比して ΔC_p の絶対値は飽和し、やがては減少する傾向があるのに比して、フレヤーの場合は x/R の増大と共に一層増大の傾向を示す。

その原因は、フレヤーの場合は一様流の圧力に比して高い圧力が x/R のいかに関係せずかかりつづけるのであるが、ポートテイルの場合には δ が大きな場合、 x/R が大きくなると圧力係数の符号が入れかわるために一様流に比して圧力が大となり、したがって気体の不完全性の関係も入れかわるわけである。

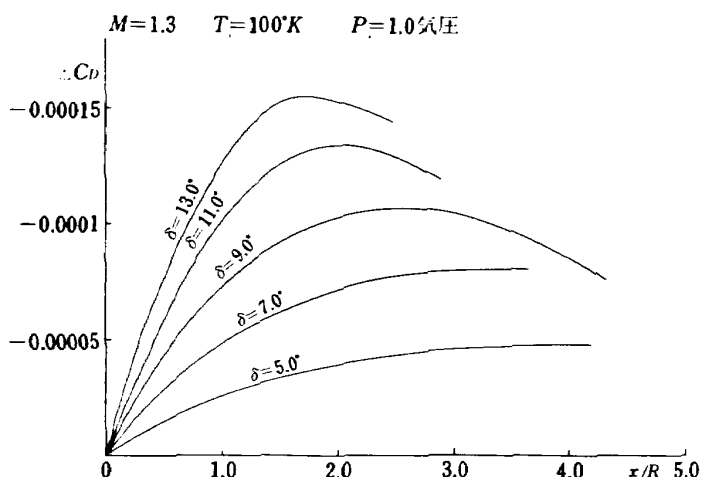


図20 $M_\infty=1.3$ $T_\infty=1000^\circ K$ 1気圧ポートテイル上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

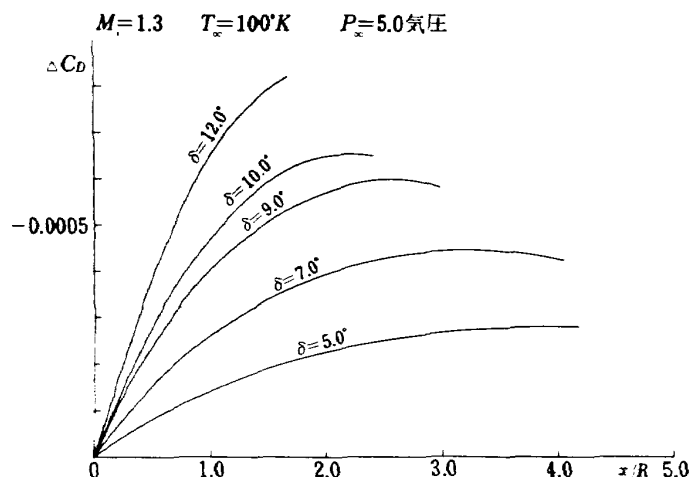


図21 $M_\infty=1.3$ $T_\infty=1000^\circ K$ 5気圧ポートテイル上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

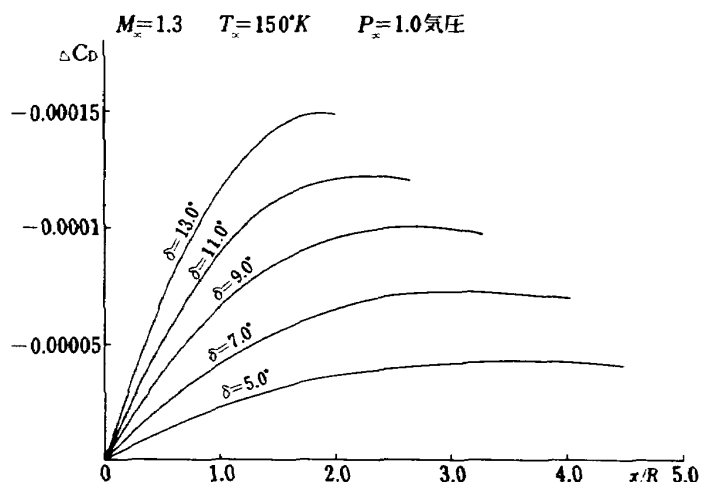


図22 $M_\infty=1.3$ $T_\infty=150^\circ K$ 1気圧ポートテイル上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

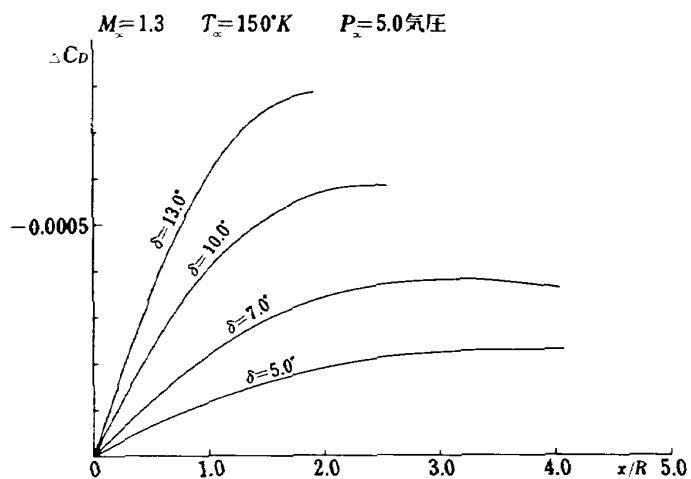


図23 $M_\infty=1.3$ $T_\infty=150^\circ K$ 5気圧ポートテイル上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

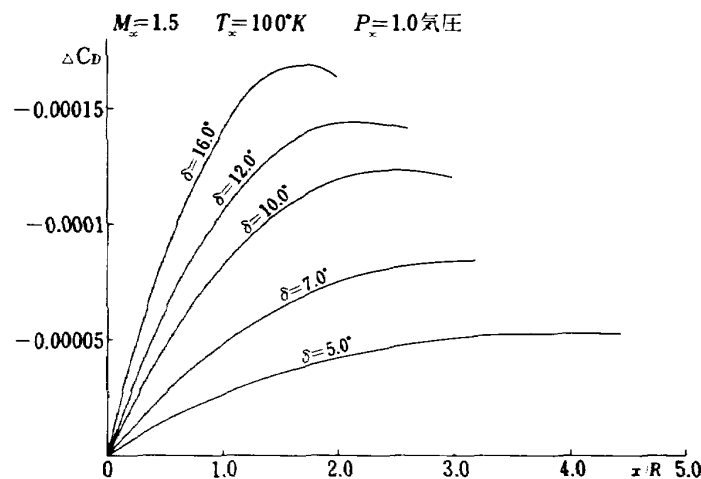


図24 $M_\infty=1.5$ $T_\infty=1000^\circ K$ 1気圧ポートテイル上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

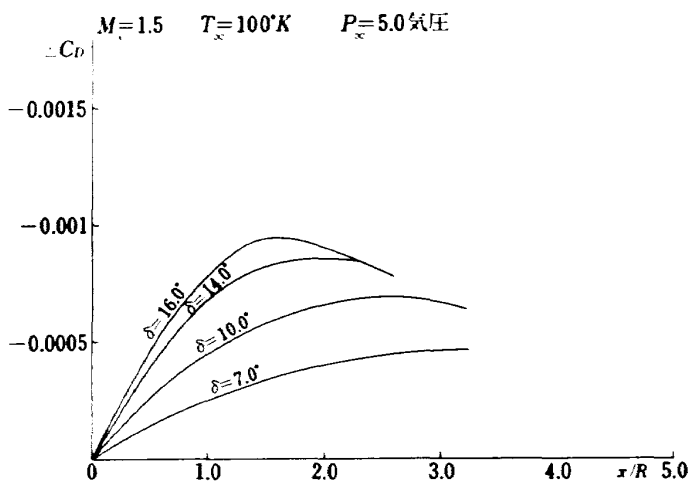


図25 $M_{\infty}=1.5$ $T_{\infty}=100^{\circ}K$ 5気圧ポータイル上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

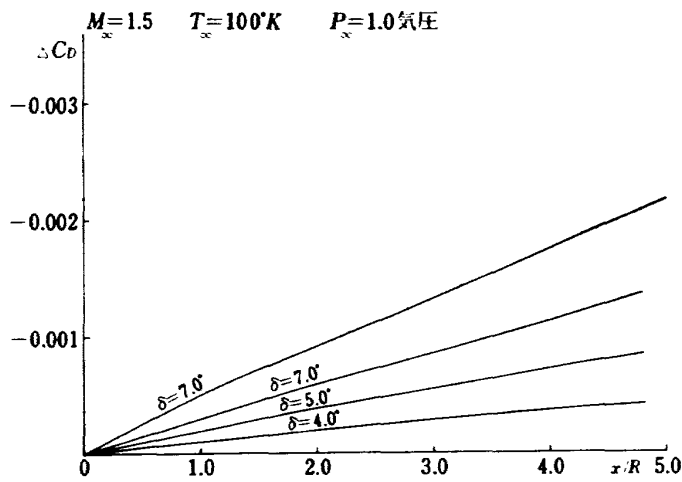


図28 $M_{\infty}=1.3$ $T_{\infty}=100^{\circ}K$ $P_{\infty}=1$ 気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

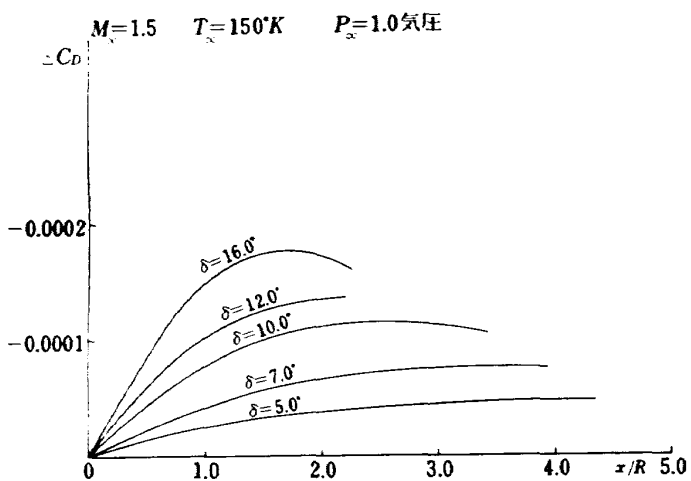


図26 $M_{\infty}=1.5$ $T_{\infty}=150^{\circ}K$ 1気圧ポータイル上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

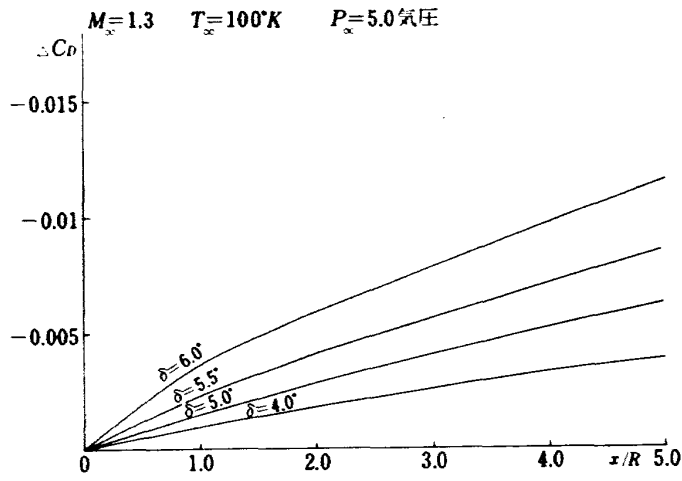


図29 $M_{\infty}=1.3$ $T_{\infty}=100^{\circ}K$ $P_{\infty}=5$ 気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

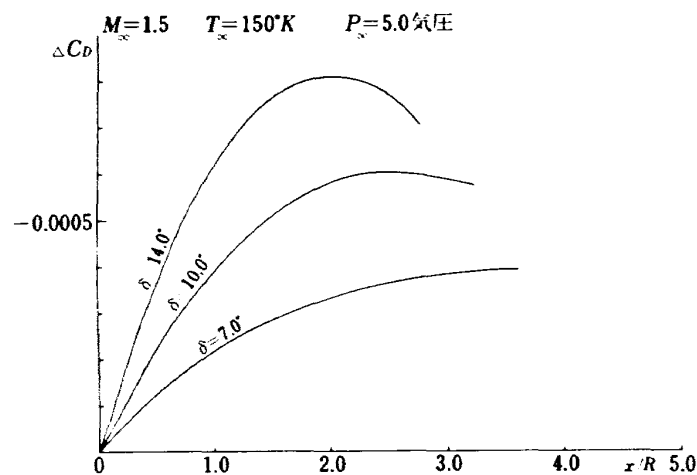


図27 $M_{\infty}=1.5$ $T_{\infty}=150^{\circ}K$ 5気圧ポータイル上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

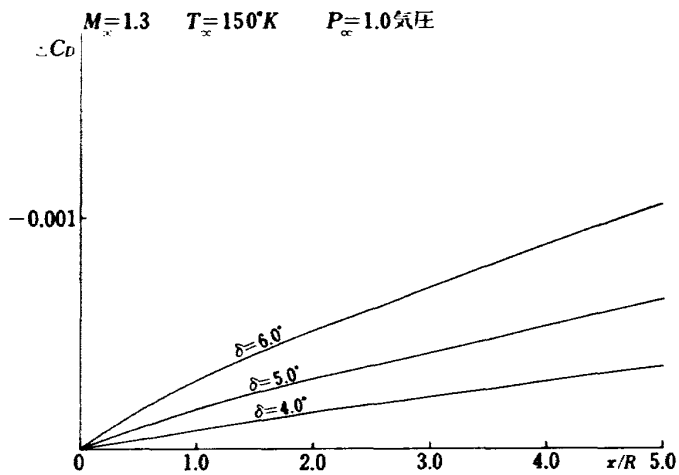


図30 $M_{\infty}=1.3$ $T_{\infty}=150^{\circ}K$ 1気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

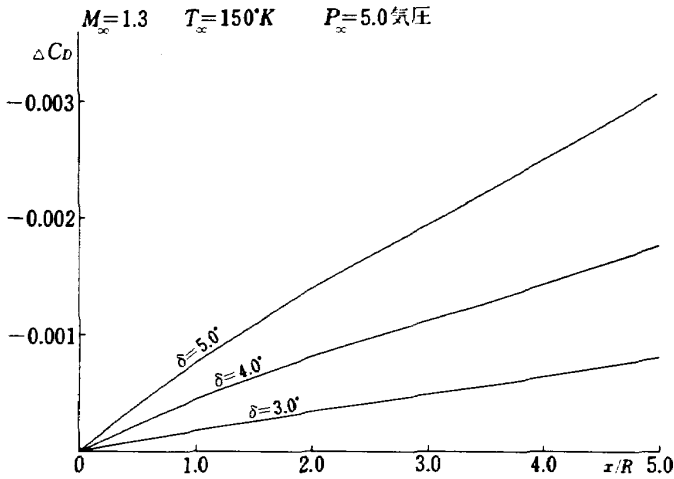


図31 $M_{\infty}=1.3$ $T_{\infty}=150^{\circ}K$ 5気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

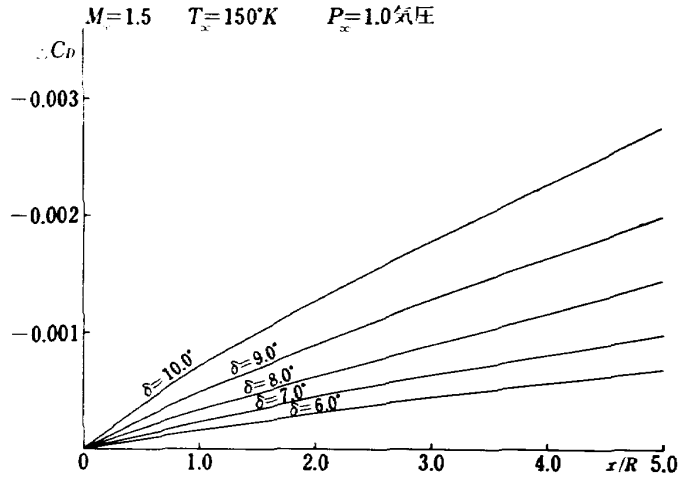


図34 $M_{\infty}=1.5$ $T_{\infty}=150^{\circ}K$ 1気圧,フレヤー上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

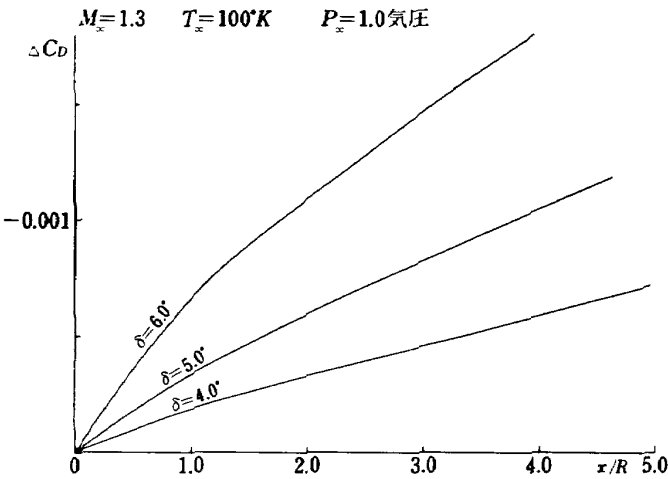


図32 $M_{\infty}=1.5$ $T_{\infty}=100^{\circ}K$ 1気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

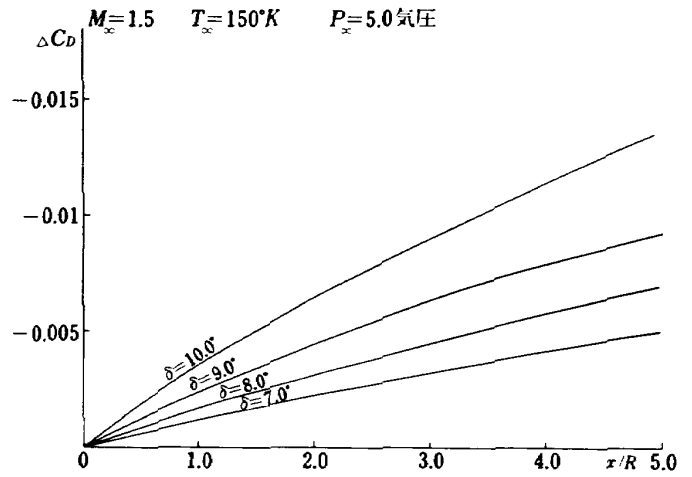


図35 $M_{\infty}=1.5$ $T_{\infty}=150^{\circ}K$ 5気圧,フレヤー上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

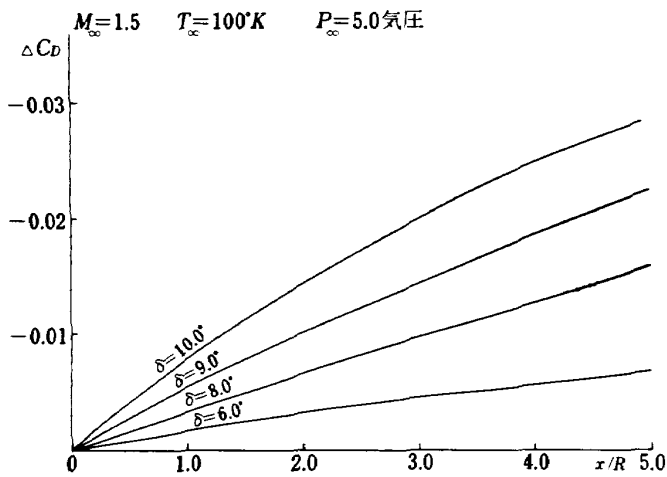


図33 $M_{\infty}=1.5$ $T_{\infty}=100^{\circ}K$ 5気圧フレヤー上の完全気体と不完全気体の抗力係数の差

次に境界層の影響による抗力係数の増加量について考察すると、($Re=10^6$)、ポードテイル、フレヤー共に δ による変動は少ない。問題はこの ΔC_D (Re) と、 ΔC_D とを比較した場合、 ΔC_D と ΔC_D (Re) に比してどの程度の値となるかという事であるが、 $T=150^{\circ}K$, $\rho=1.0$ の範囲では問題にならない。しかし $T=100^{\circ}K$, $\rho=5.0$ の値の場合にはマッハ数の値の如何に関せず、フレヤーの場合問題となる値となる。しかしその場合についても $\delta=5^{\circ}$ 以上の場合である。

この場合フレヤーの場合はフレヤーの部分の圧力が一様流に比して大となる事は、気体の不完全性を増大させる。したがって k の値が変化がある場合は k の変化がない場合に比して圧力の上昇が少ない。

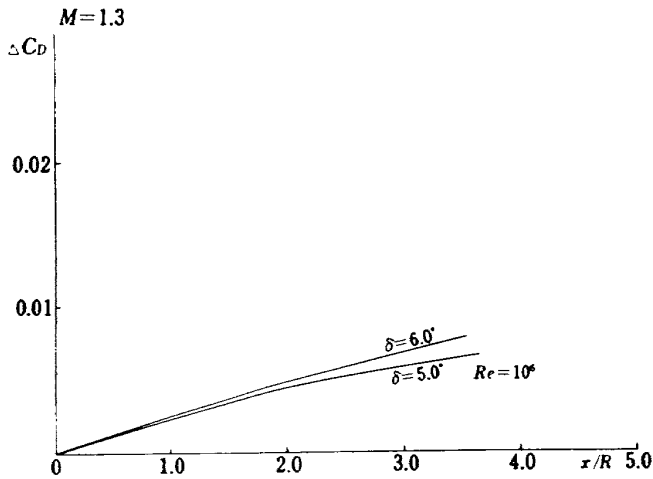


図36 $M_{\infty}=1.3$ ポットテイル上に於ける境界層の影響による抗力係数の増加量

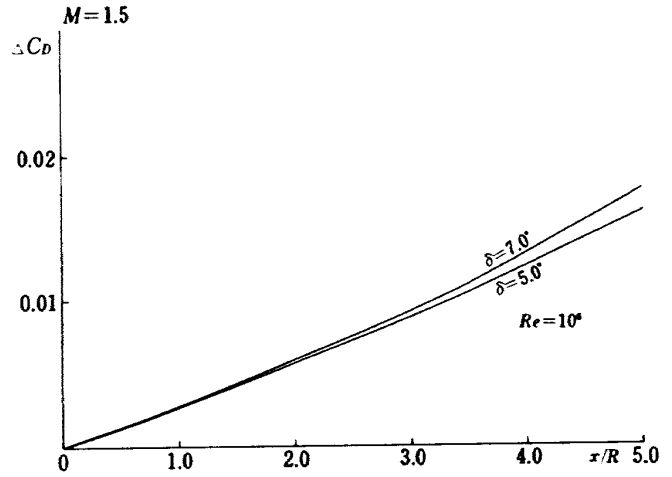


図39 $M_{\infty}=1.5$ フレヤー上に於ける境界層の影響による抗力係数の増加量

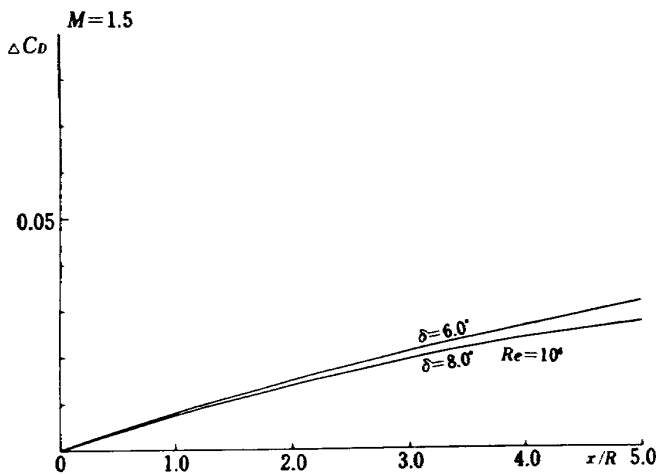


図37 $M_{\infty}=1.5$ ポットテイル上に於ける境界層の影響による抗力係数の増加量

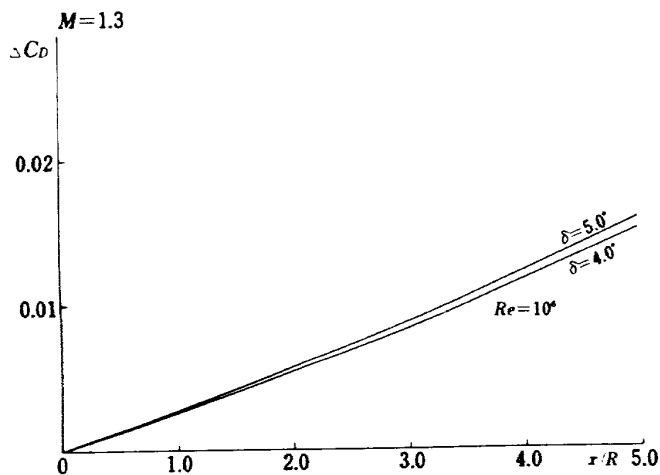


図38 $M_{\infty}=1.3$ フレヤー上に於ける境界層の影響による抗力係数の増加量

よって全体としての抗力を減少させる。

又ポットテイルの場合にはポットテイルの部分の圧力が一様流に比して小となる事は、より気体の不完全性が減少するという事であり、 k の変化がある場合は、 k の変化がない場合に比して圧力の下降が小さい。しかしフレヤーの場合とは δ の符号がちがっているため、ポットテイルの場合も抗力は減少する。

以上の解析は極低温風洞で得られたデータの補正に役立つはずであり、解析の精度向上に役立つはずである。

文 献

- 1) Shapiro, A.H., The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, The Ronald Press Company, New York, 1953
- 2) Bernhard Wagner and Wolfgang Schmist "Theoretical Investigation of Real Gas Effects in Cryogenic Wind Tunnels" AIAA Taurval Vol 16, No. 6 pp 580 ~ 586 1978
- 3) 玉木章夫, 流体力学Ⅲ(昭和34) PP. 61 共立出版

航空宇宙技術研究所資料 525 号

昭和 58 年 12 月 発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町 1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社実業公報社
東京都千代田区九段南4-2-12
